УДК 534.222.2

О ВОЗМОЖНОСТИ СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ В ЗАРЯДАХ БЕЗ ОБОЛОЧКИ В СВЯЗИ СО СВОЙСТВАМИ УДАРНЫХ ПОЛЯР

В. С. Трофимов

(Черноголовка)

Как известно [1—3], фронт стационарной детонации в конденсированных взрывчатых веществах (ВВ) выпуклый в направлении ее распространения. Поэтому для анализа соответствующего течения среды важны свойства ударных поляр [2, 4]. В частности, принципиальное значение имеет положение звуковых точек (в которых скорость уходящего потока равна локальной скорости звука) относительно точек максимального угла поворота потока [5]. В общем случае следует различать теоретические и реальные ударные поляры, связывая первые с ударными адиабатами, а вторые — с реальными кривыми ударной сжимаемости ВВ. Эти кривые могут не совпадать с ударными адиабатами вследствие частичного разложения ВВ в момент ударного сжатия [6, 7]. Таким образом, в общем случае правильнее говорить не об ударных волнах, а об ударных скачках. Положение звуковой точки будем считать нормальным, если в ней на ударной поляре (теоретической или реальной) массовая скорость ударно-сжатого вещества u меньше, чем в точке максимального угла поворота потока (рис. 1).

В работе [5] показано, что диаметр заряда без оболочки, при котором возможна стационарная детонация конденсированного ВВ, ограничен сверху, если на соответствующей ударной поляре звуковая точка находится в нормальном положении. При этом максимально допустимое значение данного диаметра по оценкам имеет тот же порядок, что и соответствующее значение критического диаметра детонации. С другой стороны, на основании многочисленных данных опыта [2] можно утверждать, что по крайней мере твердые ВВ в зарядах без оболочки детонируют стационарно при любом сколь угодно большом диаметре заряда, превышающем критический диаметр детонации. Следовательно, на ударных полярах этих ВВ звуковые точки расположены аномально. Проверим, возможно ли это на теоретических ударных полярах конденсированных ВВ.

Обратимся к известному построению [2] (см. рис. 1). Из него находим

$$D_n = D\cos\psi, \tag{1}$$

$$v = (D^2 + u^2 - 2D_n u)^{1/2}, \tag{2}$$

$$v\sin\chi = u\sin\psi, \tag{3}$$

где D_n — нормальная скорость ударной волны; D — скорость набегающего потока; ψ — угол наклона ударной волны к набегающему потоку; v — скорость уходящего потока; u — массовая скорость ударно-сжатого вещества относительно исходного; χ — угол поворота потока в момент ударного сжатия. Отсюда имеем

$$D\sin\varkappa = \frac{u\left(D^2 - D_n^2\right)^{1/2}}{\left(D^2 + u^2 - 2D_n u\right)^{1/2}}. \tag{4}$$

Если в это выражение подставить зависимость $D_n(u)$ для адиабаты, то придем к уравнению семейства теоретических ударных поляр данного ВВ в виде зависимости $\chi = \chi(D, u)$. В дальнейшем скорость D считаем постоянным параметром.

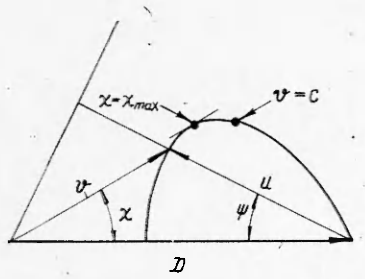

Рис. 1. Обычная форма ударной поляры у газов и конденсированных сред.

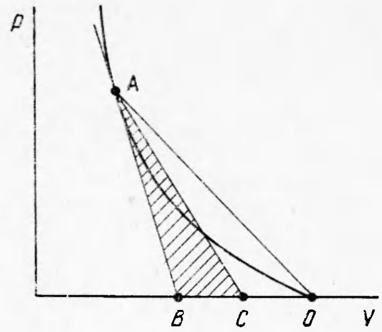

Рис. 2. Графическое построение для оценки наклона изэнтропы в точке A ударной адиабаты:

OA — прямая Михельсона; AB — касательная к $\angle BAC$ — ударной адиабате; AC — медиана $\triangle OAB$; угол, содержащий касательную к изэнтропе.

Рассмотрим экстремумы функции $\chi(D, u)$. Продифференцировав (4) по u, после некоторых алгебраических преобразований получаем

$$D\frac{d\sin\chi}{du} = \frac{\left(D^2 - D_n u\right)\left[D^2 - Y(u)\right]}{\left(D^2 - D_n^2\right)^{1/2}\left(D^2 + u^2 - 2D_n u\right)^{3/2}}, \tag{5}$$

где введено обозначение

$$Y(u) = D_n^2 + (D_n - u)\, u \frac{dD_n}{du}. \tag{6}$$

Отсюда находим, что производная $\frac{d\chi}{du}$ имеет знак разности $D^2 - Y(u)$ и только вместе с ней обращается в нуль. Можно наложить на форму ударной адиабаты такие ограничения, при которых функция $Y(u)$ монотонно возрастающая. При этом $D^2 - Y(u)$ обращается в нуль только один раз, функция $\chi(D, u)$ имеет всего один экстремум — максимум, а общий вид ударной поляры тот же, что и в случае идеальных газов (см. рис. 1).

Можно показать, что ограничениям такого рода удовлетворяют ударные адиабаты обычной формы, характеризуемые неравенствами

$$\frac{dp}{dV} < 0, \quad \frac{d^2p}{dV^2} > 0, \tag{7}$$

где p — давление, V — удельный объем. Заметим, что такую форму ударных и детонационных адиабат можно вывести из следующих достаточно общих свойств конденсированных сред:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p > 0, \quad \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_S > 0, \tag{8}$$

$$\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p \geqslant 0, \tag{9}$$

$$\left(\frac{\partial \Gamma}{\partial p}\right)_V \leqslant 0, \quad \frac{d\,(V/\Gamma)}{dp} \leqslant 0, \tag{10}$$

где T — температура; S — удельная энтропия; E — удельная внутренняя энергия; Γ — коэффициент Грюнайзена, во втором из выражений (10) полная производная берется вдоль динамической (т. е. ударной или детонационной) адиабаты. Вопреки довольно распространенному мнению, из одних только первых двух свойств (8) неравенства (7) не вытекают.

Определим, какому дополнительному условию должна удовлетворять конденсированная среда, чтобы на ее теоретических ударных полярах звуковая точка занимала нормальное положение. Воспользуемся известной формулой для скорости звука

$$c^2 = -V^2\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_S, \tag{11}$$

термодинамическим тождеством

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_S = -\left[\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p + p\right]\Big/\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_V \tag{12}$$

и уравнением ударной адиабаты

$$E(p,\ V) - E_0 = (p + p_0)(V_0 - V)/2 \tag{13}$$

(здесь, как всегда, величины с индексом 0 (ноль) относятся к начальному состоянию ВВ). С помощью этих выражений получаем

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_S = \frac{1+z}{2}\frac{dV}{dp} + \frac{1-z}{2}\frac{V-V_0}{p-p_0}, \tag{14}$$

где полная производная взята вдоль ударной адиабаты и введено обозначение

$$z = \left[\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p + p_0\right]\Big/\left[\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p + p\right]. \tag{15}$$

Выражения (11)—(15) справедливы независимо от выполнения неравенств (7)—(10).

Попутно заметим, что свойство среды (9) приводит к неравенствам

$$0 \approx p_0/p \leqslant z \leqslant 1. \tag{16}$$

Отсюда следует простая термодинамическая оценка скорости звука по ударной адиабате в любой ее точке. Например, если ударная адиабата задана в виде кривой на плоскости $V - p$, то в соответствии с (14) производная $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s$ в (11) оценивается с помощью графического построения (рис. 2). Если же эта адиабата представлена зависимостью $D_n(u)$, то для оценки скорости звука проще воспользоваться формулой

$$c^2 = (D_n - u)^2\left(D_n + u\frac{dD_n}{du}\right)\Big/\left(D_n - zu\frac{dD_n}{du}\right), \tag{17}$$

которая выводится из (14) с помощью (11)—(13).

На основании неравенств (7)—(10) можно показать, что на теоретических ударных полярах разность $(v^2 - c^2)$ монотонно убывает с ростом u. Следовательно, для нормального положения звуковой точки на этих кривых (см. рис. 1) необходимо и достаточно, чтобы в точке максимального угла поворота потока выполнялось неравенство

$$v^2 < c^2. \tag{18}$$

Отсюда с помощью формул (2), (17), равенства $D^2 = Y(u)$ (см. выше) и выражения (6) с учетом $z > 0$ (16) приходим к эквивалентному неравенству

$$(D_n - u)u < zc^2. \tag{19}$$

Воспользовавшись для его дальнейшего преобразования известными формулами $D_n u = V_0(p - p_0)$, $VD_n = V_0(D_n - u)$ [2] и выражениями (12), (15), получаем еще одно эквивалентное неравенство

$$(p - p_0)\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_V - V\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p < p_0 V. \tag{20}$$

Кстати, легко проверить, что оно всегда удовлетворяется в случае идеального газа.

Возможность нарушения условия (20) у конденсированных сред оценена в предположении, что в любой наперед заданной точке плоскости

$V - p$ к значениям удельной внутренней энергии и ее частных производных по p и V всегда можно подогнать уравнение Ми — Грюнайзена

$$E = E_x(V) + (p - p_x)V/\Gamma(V), \tag{21}$$

в котором E_x — удельная внутренняя энергия па кривой холодного сжатия. Коэффициент Грюнайзена определяется известной [8] формулой

$$\Gamma = \frac{k}{2} - \frac{2}{3} - \frac{V}{2} \frac{d^2(p_x V^k)}{dV^2} \Big/ \frac{d(p_x V^k)}{dV} \tag{22}$$

($k = 0$, 2/3 или 4/3), холодное давление задается выражением

$$p_x = A[(V_x/V)^n - (V_x/V)^m], \tag{23}$$

где V_x — удельный объем среды при нулевых давлении и температуре; A, n, m — подгоночные константы, удовлетворяющие неравенствам

$$A > 0, \ n > m \geqslant 1. \tag{24}$$

Данное предположение исходит из того, что уравнение (21) приблизительно правильно описывает свойства конденсированной среды.

С помощью формул (21)—(23) проверялось выполнение условия (20). Расчеты проведены для значений подгоночных параметров, удовлетворяющих неравенствам (24) и $n \leqslant 5$. Расчеты показали, что нарушение условия (20) возможно лишь при ударном сжатии, близком к предельному, когда $V_x/V \geqslant 4{,}7 - 1{,}4n + 0{,}2n^2$, $p_x/p \geqslant 0{,}8 + 3{,}3n - 0{,}3n^2$. Согласно имеющимся экспериментальным данным и теоретическим соображениям [2], при детонации конденсированных ВВ такое сжатие не достигается (обычно $V_x/V \leqslant 1{,}5 \div 2$, $p/p_x < 2$). Следовательно, анализируя течение среды в детонационных волнах, условие (20) можно считать выполненным. К этому же выводу можно прийти на основании существующих оценок величин $\Gamma = V\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_V$, $a = p\left(\frac{\partial V}{\partial E}\right)_p$ [2].

Итак, согласно проведенному анализу на теоретических ударных полярах конденсированных ВВ звуковые точки занимают нормальное положение. Следовательно, для объяснения наблюдаемой в опыте стационарной детонации зарядов без оболочки необходимо допустить, что эти ВВ в момент ударного сжатия претерпевают достаточно глубокое разложение.

Автор благодарит К. М. Михайлюка за помощь в расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М. А. Cook.** The Science of High Exposives. N.— Y.: Reinhold Publ. Corp., 1958.
2. **Физика** взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
3. **В. С. Трофимов, А. Н. Дремин.** ФГВ, 1971, 7, 3, 427.
4. **К. М. Михайлюк, В. С. Трофимов.** ФГВ, 1977, 13, 4, 606.
5. **В. С. Трофимов.** ФГВ, 1982, 18, 1, 139.
6. **А. Н. Дремин.** Тр. Института механики МГУ. № 21. М.: Изд-во МГУ, 1973.
7. **В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова.** ФГВ, 1980, 16, 2, 92.
8. **В. Я. Ващенко, В. Н. Зубарев.** ФТТ, 1963, 5, 3, 886.

УДК 662.215.12—398

ПАРАМЕТРЫ И РЕЖИМЫ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

Л. В. Альтшулер, В. К. Ашаев, В. В. Балалаев, Г. С. Доронин, В. С. Жученко

(Москва)

1. Определение давлений детонации и уравнений состояния продуктов взрыва (ПВ) со времени возникновения динамических методов являлось объектом непрекращающихся экспериментальных исследований.